

교란대기를 통해 전송되는 광 펄스의 퍼짐에 관한 연구

Pulse Broadening of Optical Pulse Propagated through the Turbulent Atmosphere

정 진 호

Jin-Ho Jung

요 약

광 펄스가 대기 공간을 통해 전파될 때, 광 펄스는 대기 교란으로 인해 감쇠되고 퍼지게 되며, 이러한 펄스 퍼짐은 광 수신단에서 도착되는 펄스의 요동으로 인해 발생한다. 디지털 광통신에서는 감쇠도 중요한 인자이지만 펄스 퍼짐이 더 중요한 인자로 작용한다. 이에, 본 논문에서는 교란 대기를 통해 전파되는 광 펄스의 퍼짐을 구하고, 이러한 펄스 퍼짐을 대기 교란 상수인 굴절률 구조함수로 나타내고 대기 교란 상태와 전송거리에 따른 펄스 퍼짐 정도를 시뮬레이션 하였다.

Abstract

When an optical pulse is propagated through the atmosphere space, it is attenuated and broadened by the effect of atmospheric turbulence. This pulse broadening is occurred by the fluctuation in the arrival time of pulse at an optical receiver. In digital optical communication, the attenuation is important factor but the pulse broadening is more important. In this paper, thus, we will find the broadening of pulse propagated through the turbulent atmosphere, present it as the function of the structure constant for the refractive index fluctuation, and simulate it to the turbulent strength and the transmission length.

Key words : Pulse Broadening, Optical Wireless Communication, Atmospheric Turbulence

I. 서 론

현재의 무선 통신시스템은 주파수 할당과 정보량의 증가로 인해 어느 정도 한계에 다다르고 있다. 이러한 문제점의 해결책으로 요구되고 있는 것이 광 무선 통신시스템이다. 광 무선 통신시스템은 반송파가 광이므로 넓은 주파수 대역과 초고속 통신이 가능하기 때문에 차세대 무선 통신시스템으로 사용될 것이다^{[1]-[3]}. 그러나, 광 무선 통신 시스템은 전송 매체가 대기 공간이며, 이러한 대기 공간은 이상적인 전송 매체는 아니다^[4]. 따라서, 광 무선 통신시스템이 실용화되기 위해서는 먼저 대기의 교란으로 인한

정보의 왜곡을 해결해야 하는 문제점을 가지고 있다.

광 디지털 펄스 신호가 대기 공간을 통해 전송될 때, 광 펄스는 대기 공간을 통해 전송되는 동안 대기 공간에 의한 교란으로 인해 광 펄스의 흔들림이 발생한다. 이러한 펄스 흔들림으로 인해 광신호가 수신단에서 수신될 때, 광 펄스는 도착시간에서의 요동으로 찌그러짐이 일어나게 된다^{[5],[6]}. 이러한 펄스의 찌그러짐을 일으키는 중요한 인자는 감쇠와 퍼짐이다. 비교적 감쇠는 아날로그 통신에서 중요한 인자로 작용하고, 퍼짐은 디지털 통신에서 중요한 인자로 작용한다. 결국, 이러한 현상들은 전송속도 및 전송거리를 제한하게 될 것이다. 특히, 광 디지털 통

호서대학교 전기정보통신공학부 전자정보기술전공(School of Electrical and Telecommunication Engineering, Hoseo University)

· 논문 번호 : 20031021-141

· 수정완료일자 : 2004년 1월 7일

신시스템에서는 광 펄스의 감쇠도 중요한 인자로 작용하지만, 그 보다는 광 펄스의 폭, 즉 펄스 퍼짐이 전송속도 및 전송거리를 제한하는 중요한 인자가 된다. 이에, 본 논문에서는 대기 교란 상태의 변화에 따른 광 디지털 펄스의 퍼짐에 대해 연구 고찰할 것이다.

II. 교란대기

광 무선 통신시스템에서의 전송 매체인 대기는 대기 상태의 변화로 인해 굴절률이 랜덤하고 불규칙적으로 변하게 된다^{[5]-[7]}. 이러한 굴절률의 불규칙적이고 랜덤한 변화는 대기를 통과하는 광신호에 영향을 미치게 되어 수신단에 광신호의 감쇠뿐만 아니라 펄스 폭에도 영향을 미치게 되어 전송속도를 제한하게 된다.

이와 같이 광신호가 교란 대기를 통과할 때, 광신호는 대기를 통과하는 전송거리뿐만 아니라 교란상태의 정도에 따라 광신호의 펄스 폭과 찌그러짐에 영향을 미치게 된다. 이러한 인자들은 광통신 시스템의 성능에 중요한 영향을 미치게 될 것이다^{[5]-[7]}.

대기 상태의 변화는 대기 공간의 굴절률을 변화시키고 이러한 변화는 대기 공간을 통해 전송되는 광 펄스에 교란을 주게 된다. 이러한 대기 교란효과로 인해 발생하는 굴절률의 공간적 요동은 굴절률 구조 함수($Cn^2(h)$)와 굴절률 스펙트럼 밀도 함수($\Phi_n(k)$)로 표현될 수 있다^{[5]-[8]}. 굴절률 스펙트럼 밀도는 Kolmogorov에 의해 다음 식으로 제안되었다^[5].

$$\Phi_n(k) = 0.033 Cn^2(h) k^{-11/3} \quad (1)$$

여기서, $Cn^2(h)$ 는 굴절률 구조 함수이고, h 는 대기의 고도, k 는 전파상수를 나타낸다. 대기의 교란상태를 나타내는 굴절률 구조함수는 고도에 따라 그 값이 변한다. 그러나, 일반적으로 일정한 값을 가지며, Tatarski에 의하면 약한 교란상태에서는 $10^{-17} [m^{-23}]$ 값을, 강한 교란상태에서는 $10^{-12} [m^{-23}]$ 정도의 값을 가진다^{[2],[8]}.

식 (1)은 $2\pi/L_0 \leq k \leq 2\pi/l_0$ 영역에서는 비교적 정확하나, $k < 2\pi/L_0$ 영역과 $k > 2\pi/l_0$ 영역에서는 정확하지 못하다. 여기서, l_0 는 수 [mm] 정도의 크기를 가지는 작은 교란덩어리를 나타내며, L_0 는 수

[m] 정도의 크기를 가지는 큰 교란덩어리를 나타낸다. 따라서, $k > 2\pi/l_0$ 영역에서의 굴절률 스펙트럼 밀도 함수는 Tatarski에 의해 다음 식으로 표현되었다^[5].

$$\Phi_n(k) = 0.033 Cn^2 k^{-11/3} \exp[-(k/k_m)^2] \quad (2)$$

여기서, $k_m = 5.92/l_0$ 이다. 그리고, $k < 2\pi/L_0$ 영역에서의 굴절률 스펙트럼 밀도 함수는 Von Karman에 의해 다음 식으로 표현되었다^[5].

$$\Phi_n(k) = 0.033 Cn^2 k^{-11/3} (k_l^2 + k^2)^{-11/6} \quad (3)$$

여기서, $k_l = 1/L_0$ 이다. 즉, $k < 2\pi/l_0$ 영역과 $k > 2\pi/L_0$ 영역에서의 부정확성을 해결하기 위해 Von Karman은 식 (2)와 (3)을 종합하여 굴절률 스펙트럼 밀도 함수를 다음 식과 같이 제안하였으며, 이를 Von Karman의 변형된 굴절률 밀도 함수라 한다^{[5],[7]}.

$$\Phi_n(k) = 0.033 Cn^2 k^{-11/3} \frac{\exp[-(k/k_m)^2]}{(k_l^2 + k^2)^{-11/6}} \quad (4)$$

III. 펄스 퍼짐

본 절에서는 교란 대기를 통해 전송되는 가우시안 펄스의 퍼짐에 대해 고찰할 것이다. 반송파 주파수 ω_0 로 변조된 입력 펄스는 다음 식으로 표현될 수 있다.

$$p_i(t) = v_i(t) \exp(-j\omega_0 t) \quad (5)$$

여기서, $v_i(t)$ 는 펄스 모양을 나타낸다.

만약 출력 펄스의 복소 포락선이 $v_o(t)$ 라면, 수신단에서의 출력 펄스는 다음 식으로 표현될 수 있다.

$$p_o(t) = v_o(t) \exp(-j\omega_0 t) \quad (6)$$

식 (5)의 입력 펄스에 대한 푸리에 변환은 다음 표현식으로 정의될 수 있다.

$$\begin{aligned} P_i(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} p_i(t) \exp(j\omega t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} v_i(t) \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt \\ &= V_i(\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서, $V_i(\omega)$ 는 진폭 $v_i(t)$ 의 푸리에 변환이다.

동일한 방법에 의해 식 (6)의 출력신호에 대한 푸리에 변환은 다음 식으로 될 것이다.

$$\begin{aligned} P_o(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} p_o(t) \exp(j\omega t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} v_o(t) \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt \\ &= V_o(\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (8)$$

여기서, $V_o(\omega)$ 는 출력 펄스의 복소 포락선에 대한 푸리에 변환이다.

만약 입력 펄스 파형이 가우시안 펄스라면, 가우시안 입력 펄스 파형은

$$v_i(t) = \exp(-t^2/T_0^2) \quad (9)$$

로 표현되고, 식 (9)의 푸리에 변환은 다음 식으로 된다.

$$\begin{aligned} V_i(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/T_0^2) \exp(j\omega t) dt \\ &= \sqrt{\pi} T_0 \exp\left(-\frac{1}{4} \omega^2 T_0^2\right) \end{aligned} \quad (10)$$

이 신호는 $\exp(-1)$ 로 정의되는 반 스펙트럼 폭 $\Delta\omega/2 = 2/T_0$ 를 가진다.

따라서, 출력 펄스의 복소 포락선은 다음 식과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} v_o(\mathbf{r}, \mathbf{z}; t) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} V_i(\omega) U(\mathbf{r}, \mathbf{z}; \omega + \omega_0) \\ &\quad \times \exp(-j\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (11)$$

여기서, $U(\mathbf{r}, \mathbf{z}; \omega)$ 는 대기 교란 상태에서의 전자파의 복소 진폭을 나타낸다.

이때, 출력 펄스의 복소 포락선에 대한 두 지점, 두 시간 사이의 상관 함수는 다음 식과 같이 앙상블 평균으로 정의된다^{[9],[10]}.

$$\begin{aligned} B_v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; t_1, t_2) &\equiv \langle v_o(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}; t_1) v_o^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{z}; t_2) \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} V_i(\omega_1) V_i^*(\omega_2) \\ &\quad \times \Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega_1, \omega_2) \\ &\quad \times \exp(-j\omega_1 t_1 + j\omega_2 t_2) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (12)$$

여기서, 두 주파수 상호 상관 함수^{[6],[11],[12]}는

$$\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega_1, \omega_2)$$

$$= \langle U_o(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}; \omega_1 + \omega_0) U_o^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{z}; \omega_2 + \omega_0) \rangle \quad (13)$$

이다. 여기서, \mathbf{r}_1 과 \mathbf{r}_2 는 광원으로부터 전파 거리 z 지점의 횡단면에 존재하는 벡터이다.

시간적 평균 광의 강도는 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$, $t_1 = t_2 = t$ 로 놓고 식 (10)을 이용하여 식 (12)을 구함으로써 다음 식과 같이 얻어진다^{[6],[10]}.

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}, \mathbf{z}; t) \rangle &= \frac{T_0^2}{4\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2} \omega_c^2 T_0^2\right) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{1}{8} \omega_d^2 T_0^2\right) \Gamma_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \mathbf{z}; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \\ &\quad \times \exp(-j\omega_d t) d\omega_c d\omega_d \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, $\omega_c = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, $\omega_d = \omega_1 - \omega_2$ 이다.

좁은 대역 가정하의 근접 필드에서 수신기 평면에서의 시준 빔에 대한 두 주파수 상호 상관함수는 다음 식으로 구해진다^{[6],[10]}.

$$\begin{aligned} \Gamma_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \mathbf{z}, \omega_c + \omega_0, \omega_d) &= \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \exp\left(-\alpha \omega_d^2 + j\frac{z}{c} \omega_d\right) \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, W_0 는 가우시안 빔의 초기 빔 반경이고, c 는 광속이다. 그리고, 식 (15)에서 파라미터 α 는 다음 식으로 표현된다.

$$\alpha = \frac{0.3908 C_n^2 z L_0^{5/3}}{c^2} \quad (16)$$

식 (15)을 식 (14)에 대입하고 적분을 수행하면, 자유공간(즉, $\alpha = 0$)에서의 시간적 평균 광의 강도는 다음 식으로 구해진다^{[6],[10],[13]}.

$$I_0(\mathbf{r}, t, z) = \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \exp\left[-\frac{2(t-z/c)^2}{T_0^2}\right] \quad (17)$$

한편, 광학적 교란이 존재할 때(즉, $\alpha \neq 0$), 시간적 평균 강도는 다음 식으로 된다^{[6],[10],[13]}.

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t, z) &= \frac{T_0}{T_w} \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \exp\left[-\frac{2(t-z/c)^2}{T_0^2}\right] \end{aligned} \quad (18)$$

여기서, T_w 는 수신된 펄스의 반폭을 나타내며, 다음 식으로부터 구해진다^{[14],[15]}.

$$\sigma^2 = \frac{\langle M^{(2)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} - \left(\frac{\langle M^{(1)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} \right)^2 \quad (19)$$

여기서, n 차 모멘트는 다음 식으로 표현된다^{[9],[14],[15]}.

$$\begin{aligned} \langle M^{(n)}(\mathbf{r}, z) \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle v_o(\mathbf{r}, z, t) t^n v_o^*(\mathbf{r}, z, t) \rangle dt \\ &= \frac{j^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^n}{\partial \omega_d^n} \\ &\quad \left[V\left(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}\right) V^*\left(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. \times \Gamma_2(\mathbf{r}, z, \omega_c + \omega_d, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c, \\ n &= 0, 1, 2 \dots \end{aligned} \quad (20)$$

식 (10)과 식 (15)를 식 (19)에 대입하면 0차, 1차, 2차 모멘트는 각각 다음 식으로 구해진다.

$$\begin{aligned} \langle M^{(0)} \rangle &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0}\right) \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \langle M^{(1)} \rangle &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \left(\frac{z}{c}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0}\right) \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \langle M^{(2)} \rangle &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0}\right) \\ &\quad \times \left(\frac{T_0^2}{4} + \left(\frac{z}{c}\right)^2 + 2\alpha \right) \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (23)$$

식 (21)~(23)을 식 (19)에 대입하면 펄스 퍼짐은 다음 식으로 구해진다^{[6],[10],[13]}.

$$T_w = \sqrt{4\sigma^2} = (T_0^2 + 8\alpha)^{1/2} \quad (24)$$

따라서, 식 (24)로부터 대기 교란 상태하에서 전송된 가우시안 펄스의 펄스 폭 퍼짐 정도를 알 수 있다.

IV. 수치해석 및 결과고찰

본 절에서는 교란 대기를 통해 전송되는 가우시안 펄스의 교란 대기상태에 따른 펄스 퍼짐에 대해 시뮬레이션하고 그 결과를 고찰한다. 이러한 수치해석을 위해 본 논문에서는 광원의 파장으로 현재 일

반적인 광통신용 파장인 1.55[μm]를 사용하였으며, 작은 교란 덩어리의 크기(l_0)는 1[mm], 큰 교란 덩어리 크기(L_0)는 1[m]로 하였다. 그리고, 대기 교란 상태를 나타내는 굴절율 구조 상수(Cn^2)의 값은 약한 교란 상태인 $10^{-17}[\text{m}^{-2/3}]$ 부터 강한 교란 상태인 $10^{-12}[\text{m}^{-2/3}]$ 까지로 하였으며, 전송속도는 10[Gbps] (즉, 펄스 폭은 0.1[nsec])로, 전송거리는 5[km], 10[km], 20[km], 및 40[km]에 대해 시뮬레이션하였다. 그 결과가 그림 1, 2, 3에 나타나 있다. 그림 1은 교란 대기의 상태에 따른 펄스 퍼짐 정도를 나타낸다. 그림 1로부터 교란 정도가 심할수록, 그리고 전송거리가 길어질수록 펄스 퍼짐이 증가함을 알 수 있다. 그림 1에서 알 수 있듯이 $10^{-15}[\text{m}^{-2/3}]$ 이하의 교란 대기 상태에서는 40[km]까지는 펄스 폭 퍼짐 정도가 1[%] 미만으로 펄스 폭이 거의 퍼지지 않아 원만히 전송될 수 있음을 알 수 있다. 그러나, 중간 교란 상태인 $10^{-14}[\text{m}^{-2/3}]$ 에서는 약간 펄스 폭이 퍼지고, $10^{-13}[\text{m}^{-2/3}]$ 에서는 그 펄스 폭 퍼짐이 증가하여, 5[km] 이하의 짧은 전송거리에서는 펄스 퍼짐 정도가 10[%] 미만으로 비교적 전송이 가능하나 10[km]이상의 전송거리에서는 비교적 넓은 펄스 퍼짐으로 인해 전송오차가 많이 발생하고, 강한 교란 상태인 $10^{-12}[\text{m}^{-2/3}]$ 에서는 5[km]에서조차도 약 80 [%] 이상의 펄스 퍼짐으로 인해 제대로 정보가 전송될 수 없음을 알 수 있다.

그림 2는 교란 대기 공간에서 전송된 펄스의 정규화 강도를 나타낸다. 그림 2(a)에서 보듯이 교란 상태가 $10^{-14}[\text{m}^{-2/3}]$ 인 경우에는 40[km]까지도 별로

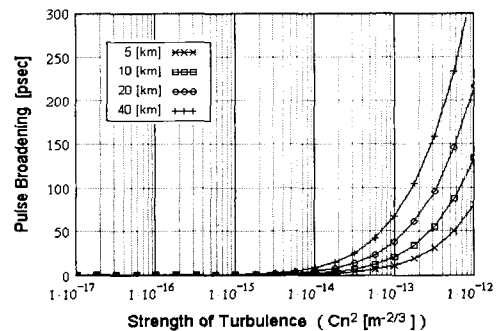
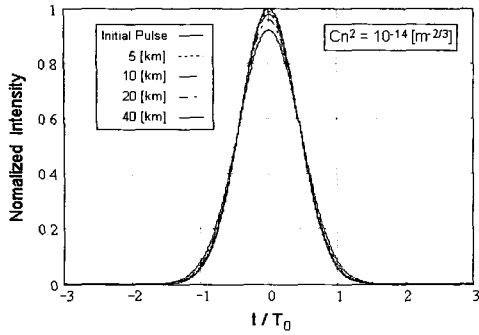
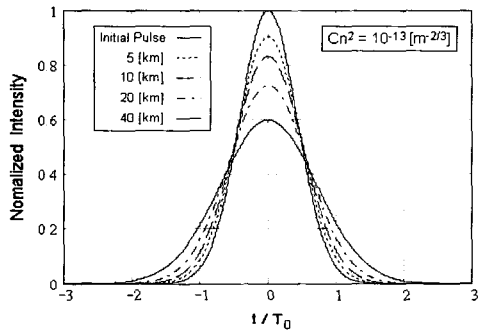


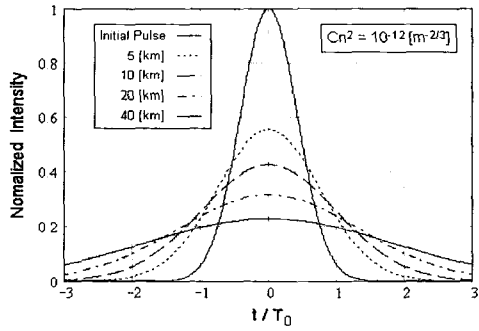
그림 1. 교란 대기 상태에 따른 펄스 퍼짐
Fig. 1. The pulse width broadening vs. strength of turbulence.



(a) $Cn^2 = 10^{-14} [m^{-2/3}]$



(b) $Cn^2 = 10^{-13} [m^{-2/3}]$



(c) $Cn^2 = 10^{-12} [m^{-2/3}]$

그림 2. 교란 대기 상태에 따른 정규화 강도
Fig. 2. Normalized intensity of Gaussian pulse at various strengths of turbulence.

펄스 폭이 퍼지지 않아 정보 전송이 가능하나, 교란 상태가 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 인 그림 2(b)에서는 5 [km] 이상의 전송거리에서 펄스 퍼짐이 확연히 있음을 알 수 있다. 특히, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 인 강한 교란 상태인 그림 2(c)로부터는 5 [km]의 전송거리에서도 비교적 넓은 펄스 퍼짐이 일어나며, 20 [km] 이상의 전송거리에

서는 아주 넓은 펄스 퍼짐이 발생함을 알 수 있다.

이상의 결과들을 좀더 확실하게 알아보기 위해 교란 대기 공간을 통해 전송되는 1101 가우시안 펄스를 그림 3에 나타내었다. 그림 3(a)는 송신기에 입력되는 1101 가우시안 펄스를 나타내며, 여기서 펄스의 폭 (T_0)는 0.1 [nsec]이다. 그리고, 그림 3(b), (c), (d)는 각각 교란 대기 상태가 $10^{-14} [m^{-2/3}]$, $10^{-13} [m^{-2/3}]$, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 일 때, 전송된 가우시안 1101 펄스를 나타낸다. 그림 3(b)로부터 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 의 교란 상태에서는 전송거리 40 [km]까지도 1101 가우시안 펄스가 비교적 정확히 전송됨을 알 수 있다. 그러나, 그림 3(c)로부터 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 의 교란 상태에서는 20 [km]까지는 비교적 정확히 전송되나 40 [km]일 때는 펄스 폭이 넓어져 완전한 1101이 아님을 알 수 있다. 또한, 그림 3(d)로부터 $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 의 강한 교란 상태에서는 1101이 아니라 거의 1111의 정보가 수신단에 수신됨을 알 수 있다. 결국 원래의 정보가 아닌 다른 정보가 수신됨으로써 정확한 통신이 불가능함을 알 수 있다.

V. 결 론

본 논문에서는 현재의 디지털 정보가 광 무선 채널인 대기 공간을 통해 전송될 때, 대기 교란이 전송되는 펄스에 미치는 영향에 대해 고찰하였다. 특히, 펄스가 통신 채널을 통해 전송될 때 펄스는 여러 가지 원인으로 인해 찌그러짐이 발생하며, 이러한 찌그러짐으로 인해 비트 오류가 발생하여 정보가 제대로 전송되지 못하게 된다. 이러한 펄스의 찌그러짐을 일으키는 중요한 인자는 감쇠와 퍼짐이다. 비교적 감쇠는 아날로그 통신에 퍼짐은 디지털 통신에서 중요한 인자로 작용한다. 따라서, 현재의 통신시스템은 디지털 통신이 주도하므로 본 논문에서는 대기 공간을 통해 광 가우시안 펄스가 전송되었을 때, 대기 교란상태와 전송거리가 광 가우시안 디지털 펄스 퍼짐에 미치는 영향에 대해 고찰하고, 수치해석을 통해 펄스 퍼짐 정도를 분석하였다. 그 결과, 비교적 중간 교란 상태 ($10^{-14} [m^{-2/3}]$) 이하에서는 정보전송에 크게 영향을 미치지 않을 만큼 비교적 펄스 폭이 적게 퍼지나, 강한 교란 상태($10^{-13} [m^{-2/3}]$)에서는 정보 전송에 영향을 줄만큼 펄스 퍼짐이 발생하고,

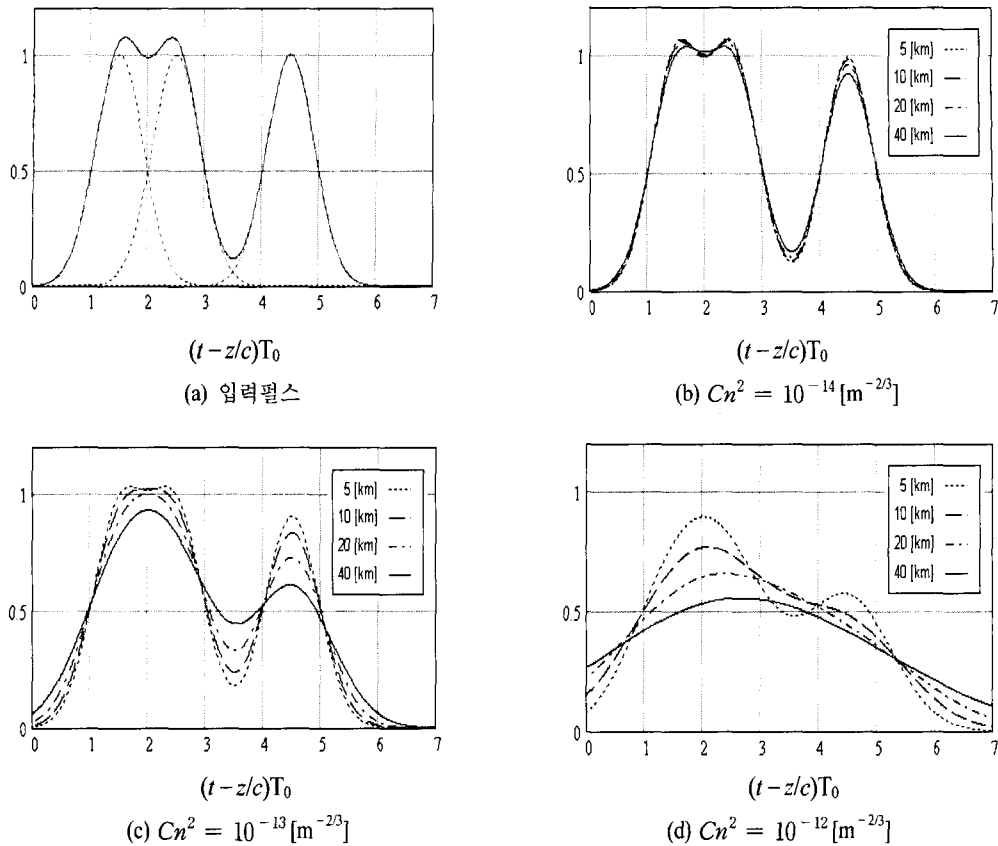


그림 3. 교란 대기를 통해 전송된 광 가우시안 1101 펄스
 Fig. 3. Optical Gaussian 1101 pulse train propagated through the turbulent atmosphere.

아주 강한 교란 상태($10^{-12} [m^{-2/3}]$)에서는 10 [Gbps] 대의 초고속 무선 광통신이 불가능함을 보여준다. 따라서, 앞으로 이러한 문제를 해결할 수 있는 교란 보상방법에 대한 연구가 진행되어야 할 것이다.

참 고 문 헌

[1] J. Lesh, "Free space laser communications", *The IEEE Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) 1999*, pp. 316, 1999.
 [2] M. A. Al-Habash, L. C. Andrews and R. L. Phillips, "Mean Fade Time of an Optical Communication Channel Under Moderate-To-Strong Atmospheric Turbulence", *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 3914, pp. 468-476, 2000.
 [3] Isaac I. Kim, Joseph Koontz, Harel Hakakha, Prasanna Adhikari, Ron Stieger, Carter Moursund, Micah

Barclay, Alyssa Stanford, Richard Ruigrok, John Schuster and Eric Korevaar, "Measurement of scintillation and link margin for the TerraLinkTM laser communication system", *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 3232, pp. 100-118, 1998.
 [4] Christopher C. Davis, Igor I. Smolyaninov, "The Effect of Atmospheric turbulence on Bit-Error-Rate in an On-Off-Keyed Optical Wireless System", *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 4489, pp. 126-137, 2002.
 [5] Sherman Karp, Robert M. Gagliardi, Steven E. Moran and Larry B. Stotts, *Optical Channels*, Plenum Press, New York, 1988.
 [6] Cynthia Y. Young, Larry C. Andrews and Akira Ishimaru, "Time-of-arrival fluctuations of a space-time Gaussian pulse in weak optical turbulence: an analytic solution", *Appl. Opt.*, vol.

- 37, no. 33, pp. 7655-7660, 1998.
- [7] Akira Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, Inc., vol. 1-2, 1978.
- [8] V. I. Tatarski, *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [9] C. H. Liu, K. C. Yeh, "Propagation of pulsed beam waves through turbulence, cloud, rain, or fog", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 9, pp. 1261-1266, 1977.
- [10] Deborah E. Kelly, Cynthia Y. Young and Larry C. Andrews, "Temporal broadening of ultrashort space-time Gaussian pulses with applications in laser satellite communication", *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 3266, pp. 231-240, 1998.
- [11] Shin Tsy Hong, I. Sreenivasiah and Akira Ishimaru, "Plane Wave Pulse Propagation Through Random Media", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. AP-25, no. 6, pp. 822-828, 1977.
- [12] C. Y. Young, A. Ishimaru and L. C. Andrews, "Two-frequency mutual coherence function of a Gaussian beam pulse in weak optical turbulence: an analytic solution", *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 33, pp. 6522-6526, 1996.
- [13] I. Sreenivasiah, Akira Ishimaru, "Two-frequency mutual coherence function and pulse propagation in a random medium: An analytic solution", *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 10, pp. 1613-1618, 1979.
- [14] L. C. Andrews, R. L. Phillips, *Laser Beam Propagation Through Random Media*, SPIE Optical Eng. Press, 1998.
- [15] C. H. Liu, K. C. Yeh, "Pulse spreading and wandering in random media", *Radio Science*, vol. 14, no. 5, pp. 925-931, 1979.

정진호



1980년 2월: 건국대학교 전자공학과 (공학사)
 1982년 2월: 건국대학교 전자공학과 (공학석사)
 1989년 2월: 건국대학교 전자공학과 (공학박사)
 1987년 3월~현재: 호서대학교 전자공학과 교수

[주 관심분야] 광 무선 통신, WDM 광통신, 집적광학